Письма в ЖЭТФ, том 94, вып. 1, с. 35 – 39 © 2011 г. 10 июля

Генерация и регистрация сверхмощных ударных волн при абляции поверхности алюминия под действием высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов

А. А. Ионин, С. И. Кудряшов[1)], *С. В. Макаров, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 мая 2011 г.

Сверхмощные ударные волны мультимегабарного уровня, возбуждаемые при абляции поверхности алюминия под действием высокоинтенсивных (< 1 ПВт/см^2) фемтосекундных лазерных импульсов, зарегистрированы путем наблюдения распространения ударной волны *в воздухе* от аблируемой поверхности до широкополосного пьезоэлектрического приемника. Оценки начального давления и скорости ударной волны (абляционного факела) хорошо согласуются с данными литературы, полученными с использованием различных методов для ударных волн, распространяющихся внутри аблируемой мишени.

1. Известно, что при ударном или импульсном пучковом (лазерном, электронном или ионном) воздействии на поверхностях материалов могут возбуждаться сверхмощные ударные волны (УВ) (мульти)мегабарного уровня [1], которые обычно регистрируются с использованием оптических методов на тыльной стороне соответствующих мишеней [1–3]. Существенно, что при пробеге таких и даже менее мощных УВ в материалах в результате ударноволнового нагружения происходят процессы пластической деформации (упругопластический переход [2, 3]) и полиморфных превращений [2, 3], постепенно значительно трансформирующие профиль распространяющейся УВ [2] даже в довольно тонких мишенях (субмикронной и микронной толщины) [4–7]. Особенно существенным эффект взаимодействия оказывается при генерации сверхмощных УВ в ходе абляции мишеней под действием высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) с пиковыми интенсивностями 0.1–1 ПВт/см^2 [4, 6–8]. Поскольку использование ультратонких мишеней нанометровой толщины не всегда представляется возможным, измерения параметров таких ультрамощных УВ зачастую оказываются зависящими от толщины мишеней и поэтому не всегда достаточно точными [4–7]. Вместе с тем в последние годы было обнаружено, что при фемтосекундной лазерной абляции поверхности конденсированного вещества массовая скорость фронта разлетающегося факела на субмиллиметровых расстояниях совпадает со скоростью разгоняемой в воздухе УВ [9], причем начальная стадия распространения УВ хорошо описывается теорией точечного взрыва [10–12]. Поэтому представляют интерес исследования сверхмощных УВ, генерируемых при абляции материалов высокоинтенсивными УКИ, не только путем их регистрации на тыльной поверхности аблируемой мишени, но и путем наблюдения эволюции ударной волны в граничащей с ней среде с высокой ударно-волновой и оптической прочностью, например в атмосфере воздуха или инертных газов. Такая экспериментальная схема может оказаться свободной от размерного эффекта для толщины мишени, позволяя в том числе исследовать *in situ* с микронным пространственным разрешением совершенно различные типы материалов с различными профилями поверхностного рельефа.

В настоящей работе с помощью метода бесконтактной широкополосной ультразвуковой диагностики проведены настольные исследования ударных волн суб- и мультимегабарного уровня, возбуждаемых на поверхности алюминия при ее абляции в атмосфере воздуха высокоинтенсивными УКИ.

2. Для абляции в наших экспериментах использовалось линейно поляризованное излучение основной частоты (центральная длина волны $\lambda_{las} \approx 744$ нм, ширина на полувысоте ≈ 12 нм) фемтосекундной Ti:Sa лазерной системы (Авеста проект) в TEM_{00}-моде (диаметр на уровне $W_{1/e} \approx 8$ мм) с длительностью импульсов τ_{las}(FWHM) около 110 фс (в области взаимодействия), энергией E_{inc} до 6 мДж и частотой следования 10 Гц [13]. Излучение УКИ под углом 45° подфокусировалось на мишень линзой из стекла К-8 ($f \approx 80$ мм, эффективная численная апертура $NA = W_{1/e}/2f \approx 0.05$) (рис. 1) в пятно диаметром $2w_0 \approx 120$ мкм, где w_0 – радиус нормального распределения энергии на мишени на уровне $1/e$. Энергия УКИ изменялась непрерывно с помощью отражательного поляризационного ослабителя, так что

[1)] e-mail: sikudr@sci.lebedev.ru

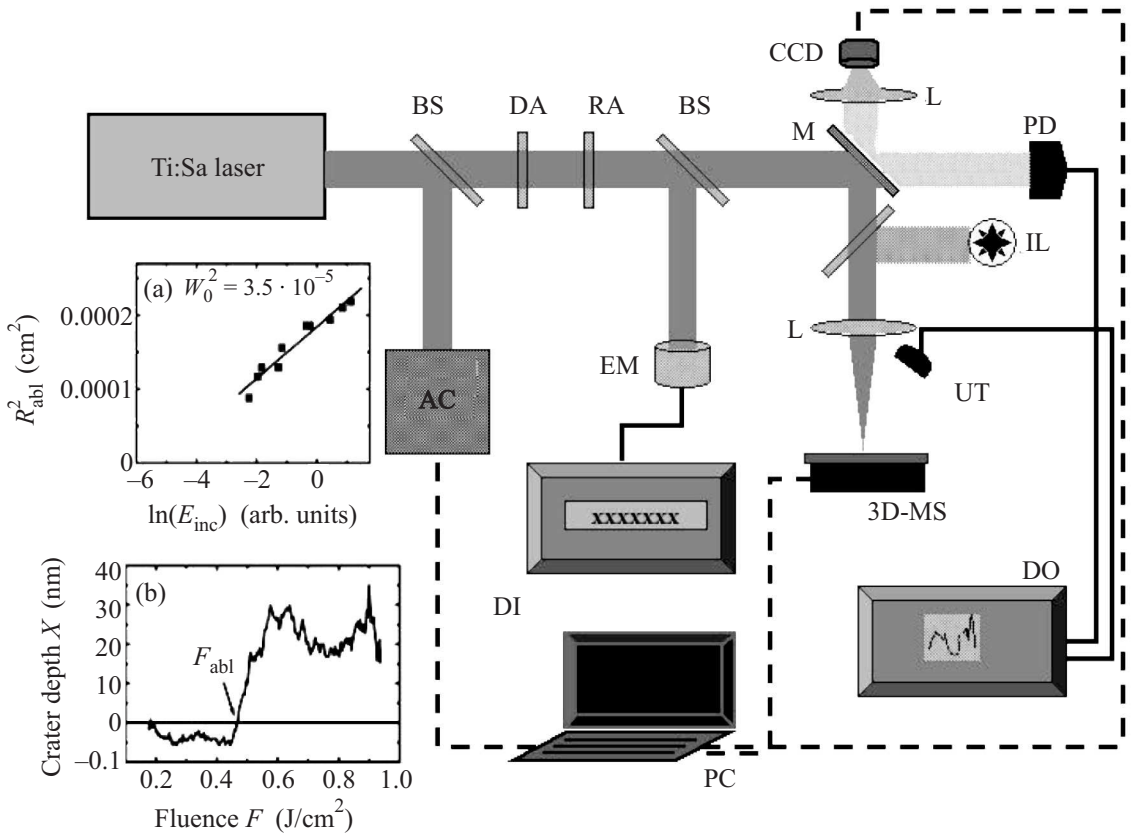

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: BS – делители пучка, AC – автокоррелятор, DA, RA – трансмиссионный бинарный и отражательный непрерывный (поляризационный) ослабители пучка, EM – измеритель энергии, DI – цифровой индикатор, M – зеркало, L – линзы, PD – фотодиод, IL – источник подсветки, CCD – ПЗС-матрица, 3D-MS – трехмерная моторизованная подвижка, UT – ультразвуковой датчик, DO – цифровой осциллограф, PC – компьютер для сбора данных и управления экспериментом. Врезки: зависимости квадрата радиуса кратеров R_{abl}^2 от логарифма падающей энергии $\ln(E_{inc})$ (a) и глубины кратера от плотности энергии F с порогом $F_{abl} \approx 0.5$ Дж/см^2

значения E_{inc} сразу за фокусирующей линзой варьировались от 0.1 до 3.5 мДж, обеспечивая на мишени пиковые (в центре пятна фокусировки) значения плотности энергии F в диапазоне 0.6–32 Дж/см^2. Поскольку наши и предшествующие исследования показали наличие эффекта дефокусировки высокоинтенсивных УКИ на воздушной плазме вблизи области фокуса [14], ограничивающего максимально достижимую величину F, были специально измерены размеры (радиусы) абляционных кратеров R_{abl} на поверхности алюминия в зависимости от E_{inc} (врезка (а) на рис. 1). Данный тест, используемый также для калибровки соотношения $F - E_{inc}$, с хорошей точностью показал постоянство параметров пятна фокусировки в указанном выше диапазоне F.

В качестве мишени в работе использовалась пластина алюминия, механически полированная с использованием полировочной пасты с размером зерна < 0.3 мкм, толщиной около 2 мм, которая располагалась на трехкоординатном моторизованном столике с компьютерным управлением (рис. 1). Абляция свежих участков мишени осуществлялась путем ее линейного сканирования со скоростью 600 мкм/с. Глубины кратеров для различных значений F (врезка (б) на рис. 1) измерялись с помощью профилометра NewView 700s (Zygo). Порог абляции F_{abl} составил ≈ 0.5 Дж/см^2.

Ультразвуковой датчик MiniWAT-2 (пленка ПЭТФ толщиной 20 мкм, полоса < 30 МГц, чувствительность 10 В/атм) [15] располагался в бесконтактной фронтальной геометрии непосредственно напротив пятна фокусировки на поверхности мишени на расстоянии $l_{tr} \approx 7.4$ мм (рис. 1) в дальней зоне регистрации сферической волны давления сжатия [16]. Электрический импульсный сигнал с датчика (врезка на рис. 2) поступал на 50-омный вход цифрового осциллографа TDS-2024, который запускался импульсом с засвечиваемого лазерным бликом

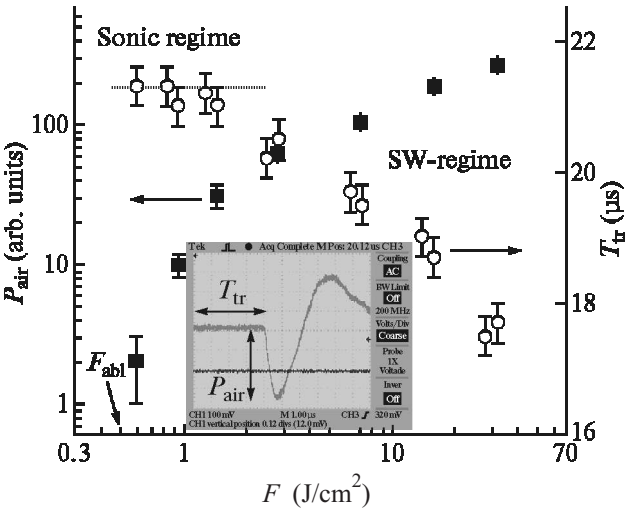

Рис. 2. Экспериментальные зависимости амплитуды волны давления P_{air} (левая ось, темные квадраты) и времени ее пробега до датчика T_{tr} (правая ось, светлые кружки) от плотности энергии F в исключительно звуковом режиме (Sonic regime) и с начальным этапом сверхзвукового распространения (SW-regime). Стрелкой показан порог абляции материала F_{abl}. Вставка: осциллограмма сигнала ультразвукового датчика с характерными экспериментальными параметрами P_{air} и T_{tr}

быстрого фотодиода DET-210. В ходе измерений определялись амплитуда P_{air} следующего первым абляционного импульса сжатия биполярного ультразвукового сигнала и время пробега волны сжатия T_{tr} от области абляции на поверхности алюминия до датчика, определяемое по фронту этого импульса.

3. Полученная зависимость $P_{\mathrm{air}}(F)$, начиная с порога абляции $F_{\mathrm{abl}} \approx 0.5$ Дж/см^2 (рис. 2), демонстрирует по мере увеличения F монотонный рост. При постоянстве параметров фокусировки он определяется для сферической ультразвуковой волны ростом давления P_{S} в источнике давления (области абляции и развивающемся из нее факеле) и ростом размера последнего (эффективный радиус $R_{\mathrm{S}} \approx \approx w_0\sqrt{\ln(F/F_{\mathrm{abl}})}$). Время пробега волны сжатия T_{tr} с ростом F монотонно уменьшалось (рис. 2), начиная с области $F < 1.5$ Дж/см^2, где имеет место плато T_{tr} в пределах 21.2–21.3 мкс в силу преобладающего звукового режима пробега этой волны. Чрезвычайно слабое изменение T_{tr} в указанной области объясняется малостью размера R_{S} и соответствующим быстрым переходом сверхзвукового режима пробега сферической волны на расстоянии l_{super} в звуковой режим (скорость звука в воздухе при нормальных условиях $C_0 \approx 0.346$ км/с [17]), реализующийся на дистанции $l_{\mathrm{sonic}} = l_{\mathrm{tr}} - l_{\mathrm{super}}$. При $F > 1.5$ Дж/см^2 величина T_{tr} быстро уменьшается в соответствии с примерно 30-процентным увеличением средней скорости волны сжатия (по отношению к C_0) на полной дистанции l_{tr}, что согласуется с выраженным резким фронтом (УВ-типа) наблюдаемого ультразвукового сигнала.

Из предыдущих исследований фемтосекундной лазерной абляции материалов с помощью метода теневой фотографии известно [10–12], что распространение соответствующей радиально расходящейся сферической УВ сжатия в воздухе хорошо описывается теорией точечного взрыва Седова [18] со следующими ключевыми параметрами давления P и скорости D:

$$P \propto \frac{E}{R^3} \approx P_{\mathrm{S}}\left(\frac{R_{\mathrm{S}}}{R}\right)^3, \quad D \approx C_{\mathrm{S}}\left(\frac{R_{\mathrm{S}}}{R}\right)^{3/2}. \qquad (1)$$

Начальные (в источнике) значения P_{S} и $C_{\mathrm{S}} = D(R_{\mathrm{S}})$ могут быть связаны, согласно [19], как [20]

$$P_{\mathrm{S}} \approx \frac{\gamma+1}{2}\rho_{\mathrm{S}}C_{\mathrm{S}}^2, \qquad (2)$$

где для режима доплазменной абляции ρ_{S} – начальная плотность материала (для алюминия – $2.7\cdot10^3$ кг/м^3 [17]), а γ – показатель адиабаты ($\approx 5/3$ для атомов и атомных ионов и $\approx 7/5$ для двухатомных молекул [19]). Такой режим сверхзвукового пробега реализуется вплоть до переходной области с $P \geq P_{\mathrm{trans}}$ [19], где переходное давление P_{trans} определяется как [19]

$$P_{\mathrm{trans}} \approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1}P_0 \qquad (3)$$

и составляет ≈ 4–6 атм для атмосферного давления $P_0 = 1$ атм и показателей адиабаты $\gamma \approx 7/5$ или $5/3$. В действительности величина D падает до C_0 уже при $P/P_{\mathrm{trans}} \sim 10$. При этом удобно рассматривать пробег волны сжатия от области абляции до ультразвукового датчика в две стадии. Первая из них характеризует сверхзвуковое радиальное распространение на дистанции l_{super} в течение временного интервала T_{super} и описывается выражениями (1), (2), тогда как вторая стадия представляет чисто звуковое распространение на дистанции l_{sonic} в течение временного интервала T_{sonic}, так что полное время пробега $T_{\mathrm{tr}} \approx T_{\mathrm{super}} + T_{\mathrm{sonic}}$, а $l_{\mathrm{tr}} = l_{\mathrm{super}} + l_{\mathrm{sonic}}$. Таким образом, каждой паре значений $F > 1$ Дж/см^2 и $T_{\mathrm{tr}} < 21.3$ мкс могут быть сопоставлены начальные значения P_{S} и C_{S}, являющиеся функциями F.

Численные расчеты в рамках такой двухстадийной модели с использованием численного кода PEFS-2 показали, что при фемтосекундной лазерной абляции алюминия в изученном диапазоне $F = 0.6$–32 Дж/см^2 давление P_{S} в лазерном факеле

Литературные данные по значениям P_S и C_S (в сопоставлении с результатами настоящей работы)

λ_{las} (нм)	τ_{las} (фс)	F (Дж/см^2)	P_S (ГПа)	C_S (км/с)	Ссылка
800	120	9.2	95	10	[4] (эксп.)
		31	255	14	
800	50	40	2000	30	[9] (эксп.)
800	50	4	320		[22] (расчет)
		7.7	600		
		12.8	1000		
		17.6	1400		
800	150	5	140		[8] (расчет)
800	130	10	70	9	[7] (эксп.)
744	110	1.27	1	1	Настоящая
		1.45	7	2.2	работа (эксп.)
		2.9	30	4.5	
		7.1	200	11.4	
		16	400	16	
		32	1000	25.5	

изменяется в широких пределах 1–10^3 ГПа (0.01–10 Мбар), охватывающих различные области воздействия УКИ на конденсированные материалы, например их деформационное упрочнение и полиморфные превращения [2, 3], абляцию в виде разлета закритического флюида [21] и т.п. В области высоких значений $F > 1$ Дж/см^2, где R_S относительно слабо зависит от F, наблюдается неплохое согласие экспериментальной и расчетной кривых $P_{air}(F)$ и $P_S(F)$ (рис. 3). Кроме того, рассчитанные значения P_S находятся в разумном согласии с результатами предыдущих экспериментальных измерений и расчетов для близких условий воздействия УКИ на алюминий, представленными на рис. 3 и в таблице. Расчетные значения C_S также неплохо согласуются с имеющимися литературными значениями (рис. 4, таблица). Вместе с тем, разброс самих литературных значений P_S и C_S в пределах порядка и полупорядка величины, соответственно, подтверждает необходимость проведенных в настоящей работе систематических экспериментальных исследований параметров фемтосекундной лазерной абляции алюминия и других материа-

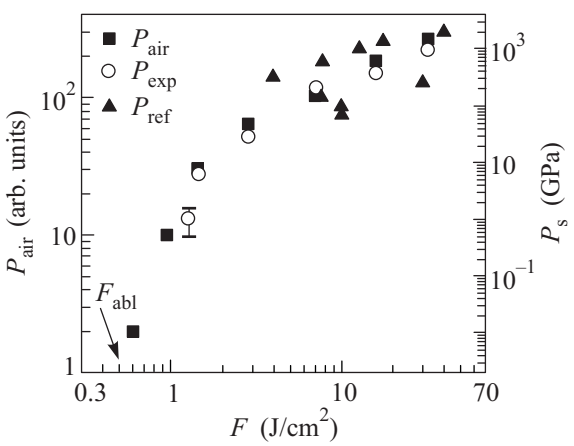

Рис. 3. Экспериментальные зависимости амплитуды волны давления (левая ось, темные квадраты) и начального давления в лазерном факеле (правая ось) от плотности энергии F: светлые кружки – данные настоящей работы, темные треугольники – литературные значения (см. табл.). Стрелкой показан порог абляции материала

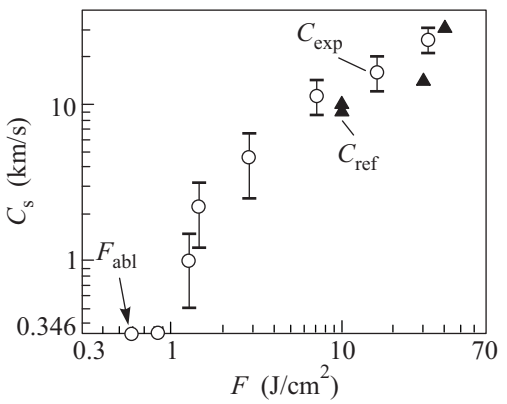

Рис. 4. Расчетная зависимость начальной скорости УВ C_S от плотности энергии F: светлые кружки – данные настоящей работы, темные треугольники – литературные значения (см. табл.). Стрелкой показан порог абляции материала

лов, а также связанных с ней мощных и сверхмощных УВ.

4. Таким образом, в настоящей работе с помощью метода бесконтактной ультразвуковой диагностики исследованы основные параметры (начальные давление и скорость) мегабарных ударных волн, возникающих в воздухе при абляции алюминия высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами. Простота регистрации и компактность использованной схемы делают ее перспективной для применения в области материаловедения в плане изучения, например, процессов деформационного упрочнения и полиморфных превращений под действием мощных и сверхмощных ударных волн, локально возбуждаемых ультракороткими лазерными импульсами на поверхности разнообразных конденсированных сред. В отличие от схем регистрации ударных волн, распространяющихся в самой аблируемой мишени, такая экспериментальная схема свободна от размерного эффекта для толщины мишени и позволяет исследовать *in situ* с микронным пространственным разрешением совершенно различные типы материалов с различными профилями поверхностного рельефа.

Данная работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 10-08-00941_а).

1. В. Е. Фортов, *Экстремальные состояния вещества*, М.: Физматлит, 2010.
2. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*, М.: Янус-К, 1996.
3. И. Ф. Кобылкин, В. В. Селиванов, В. С. Соловьев, Н. Н. Сысоев, *Ударные и детонационные волны. Методы исследования*, М.: Физматлит, 2004.
4. R. Evans, A. D. Badger, F. Fallies et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3359 (1996).
5. K. T. Gahagan, D. S. Moore, D. J. Funk et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3205 (2000).
6. J. P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 065402 (2009).
7. L. Huang, Y. Yang, Y. Wang et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 045502 (2009).
8. J. P. Colombier, P. Combis, R. Stoian, and E. Audouard, Phys. Rev. B **75**, 104105 (2007).
9. N. Zhang, X. Zhu, J. Yang et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 167602 (2007).
10. X. Zeng, X. Mao, S.-B. Wen et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 1132 (2004).
11. S. J. Henley, J. D. Crey, S. R. P. Sylva et al., Phys. Rev. B **72**, 205413 (2005).
12. J. Koch, S. Heiroth, T. Lippert, and D. Günther, Spectrochim. Acta B **65**, 943 (2010).
13. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, Письма в ЖЭТФ **90**, 199 (2009).
14. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 471 (2009).
15. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, and L. V. Seleznev, Phys. Rev. E **82**, 016404 (2010).
16. V. E. Gusev and A. A. Karabutov, *Laser Optoacoustics*, AIP, New York, 1993.
17. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов, *Физические величины*, М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. L. I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Cleaver Hume, London, 1959.
19. Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Dover, New York, 2002.
20. D. Batani, H. Stabile, A. Ravasio et al., Phys. Rev. E **68**, 067403 (2003).
21. K. Sokolowski-Tinten, S. Kudryashov, V. Temnov et al., *Femtosecond laser Induced ablation of graphite*, in *Ultrafast Phenomena XI* (Ed. T. Elsaesser et al.), Springer Series in Chemical Physics **66**, 425 (2000).
22. J. Yang, Y. Zhao, N. Zhang et al., Phys. Rev. B **76**, 165340 (2007).